

УДК 621.396.67:629.7.028.6.001.4

МЕТОД РАСЧЕТА ШУМОВОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ СИСТЕМЫ АНТЕННА-ОБТЕКАТЕЛЬ С УЧЕТОМ ОТРАЖЕНИЙ ИЗ- ЛУЧЕНИЯ ОТ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ МАТЕРИАЛА СТЕНКИ ОБТЕКАТЕЛЯ, ОБУСЛОВЛЕННЫХ АЭРОДИНАМИЧЕСКИМ НАГРЕВОМ

д.т.н. В.И. Антюфеев, к.т.н. Ю.Н. Агафонов, к.т.н. В.Н. Быков,
С.В. Орлов, д.т.н., проф. И.М. Приходько

Предложен метод и получены основные соотношения для расчета эквивалентной температуры системы антенна-обтекатель с учетом отражений внутри неравномерно нагретой стенки обтекателя.

Постановка проблемы. Радиопрозрачные обтекатели антенн, используемых в системах навигации летательных аппаратов, в процессе полета в плотных слоях атмосферы подвергаются аэродинамическому нагреву, который вызывает неравномерность температурных градиентов как по толщине, так и по образующей обтекателя, причем положение критической точки с максимальными тепловыми потоками непрерывно изменяется в течение всего полета. При этом материал стенки становится неоднородным в электродинамическом смысле, т.е. диэлектрическая постоянная и тангенс угла потерь диэлектрика, из которого изготовлен обтекатель, изменяются как по толщине стенки, так и по образующей. Если антенна используется в радиометрических системах навигации, то наличие нагретого до высоких температур обтекателя в ближней зоне антенны приводит к следующим отрицательным факторам:

- собственное излучение материала стенки обтекателя из-за его нагрева возрастает, что может привести к ухудшению чувствительности приемника;
- неравномерность нагрева стенки вдоль образующей обтекателя при использовании многолучевых антенн или при сканировании диаграммы направленности может привести к искажению формируемого системой изображения.

Поскольку для систем миллиметрового диапазона волн толщина стенки сравнима с длиной волны, возникает проблема расчета температуры антенны с учетом многократных отражений внутри стенки обтекателя, обусловленных градиентом электрофизических параметров по толщине стенки.

Анализ литературы. Подавляющее большинство работ по вопросу

исследования посвящено расчету амплитудно-фазового распределения (АФР) в вынесенном за обтекатель эквивалентном раскрыве, построению диаграммы направленности антенны в дальней зоне по этому АФР и исследованию фазовых ошибок, возникающих при нагреве тела обтекателя [1, 2]. При этом, как правило, пренебрегают потерями в стенке за счет затухания и ограничиваются учетом потерь на отражение. Поскольку излучательная и поглощательная способности тела связаны законом Кирхгофа, расчет интенсивности теплового излучения, обусловленного нагретым обтекателем, должен проводиться с учетом поглощения энергии в стенке.

Существующие методики расчета шумовой температуры системы антенна-обтекатель в подавляющем большинстве основаны на модели равномерно нагретого обтекателя [3, 4]. В работе [5] сделана попытка обобщить модель на случай неравномерного по толщине нагрева стенки. Однако волновой метод, с помощью которого получены необходимые соотношения, не учитывает отражений внутри стенки, обусловленных неоднородностью материала при нагреве. Кроме того, приведенная формула не учитывает интерференции частотных составляющих излучения в стенке, поскольку в основе его вывода положено соотношение для усредненного по частоте коэффициента излучения. Специфика применения радиометрических систем миллиметрового диапазона волн предполагает непрямой учет отражений внутри стенки обтекателя при расчете антенной температуры.

Цель работы состоит в разработке метода расчета шумовой температуры системы антенна-обтекатель с учетом отражений внутри стенки при ее неравномерном нагреве как по толщине, так и по образующей.

Исходные соотношения. Рассмотрим нагретое тело (обтекатель), тепловое излучение которого $E_{ст}$, $H_{ст}$, возбуждаемое сторонними токами $j_{ст}$, принимается антенной. Если антенна работает на передачу и возбуждается током с плотностью j , она создает в окружающем пространстве поле E , H . Применим к этим полям теорему взаимности [6]:

$$\int (j_{ст}, E) dV = \int (j, E_{ст}) dV.$$

Переходя к спектральным разложениям случайных полей

$$j_{\omega} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} j e^{i\omega t} dt \text{ и т.д., получим}$$

$$\int (j_{\omega cc}, E_{\omega}) dV = \int (j_{\omega}, E_{\omega cc}) dV. \quad (1)$$

Если материал обтекателя изотропный и не обладает магнитными потерями ($\mu'' = 0$), то пространственная корреляционная функция компонент сторонних токов в соответствии с флуктуационно-диссипативной

теоремой [7] определяется выражением

$$\langle j_{\text{всст}}(r_1), j_{\text{всст}}(r_2) \rangle = \frac{2\omega}{\pi} \Theta(\omega, T(r_1)) \varepsilon_0 \varepsilon''(r_1) \delta_{\alpha\beta} \delta(r_1 - r_2), \quad \alpha, \beta \in \overline{1,3}, \quad (2)$$

где $r_1, r_2 \in D$, D – область пространства, занимаемая телом обтекателя;

$\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-9}$ Ф/м – электрическая постоянная; $\varepsilon_a = \varepsilon \varepsilon_0$,

$\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon'' = \varepsilon'(1 - i \operatorname{tg} \delta)$ – комплексная абсолютная и относительная ди-

электрическая проницаемость; $\Theta(\omega, T) = \frac{\hbar\omega}{\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1}$ – средняя энер-

гия осциллятора при температуре T ; $\hbar = h/2\pi$; $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – по-

стоянная Планка; $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/град – постоянная Больцмана;

$T(r)$ – распределение температуры в области D .

Из формулы (1) с учетом (2) можно получить выражение

$$(2\omega\varepsilon_0/\pi) \int_D \Theta(\omega, T) \varepsilon' \operatorname{tg} \delta |E_\omega|^2 dV = I_\omega^2 U_\omega^2, \quad (3)$$

где I_ω – спектральная плотность тока, возбуждающего антенну (при ра-

боте на передачу); $\overline{U_\omega^2}$ – спектральная плотность среднего квадрата напряжения, создаваемого в антенне излучением обтекателя (при работе антенны на прием).

Если учесть, что $(I_\omega^2 R_\Sigma/2) = P_\omega$ – спектральная плотность мощности, излучаемая антенной при питании ее током I_ω (R_Σ – сопротивление излучения), а $(\omega/2) \varepsilon_0 \varepsilon'' |E_\omega|^2 = -\operatorname{div} \Pi_\omega$, где Π_ω – спектральная плотность вектора Пойнтинга $\Pi_\omega = 2^{-1} E_\omega H_\omega^*$, то формулу (3) можно представить в виде

$$\overline{U_\omega^2} = -\frac{2R_\Sigma}{\pi P_\omega} \int_D \Theta \operatorname{div} \Pi_\omega dV \quad (4)$$

или

$$\overline{U_\omega^2} = -\frac{R_\Sigma}{2\pi P_\omega} \left\{ \oint_\Sigma \Theta(\Pi_\omega, n) d\sigma + \int_D (\Pi_\omega, \nabla \Theta) dV \right\},$$

где Σ – поверхность обтекателя, n – внутренняя нормаль к Σ .

По определению [8] температура антенны без потерь T_a° вводится как эквивалентная температура шумящего сопротивления, равного R_Σ , спектральная плотность среднего квадрата шумовой ЭДС которого равна

$\overline{U_\omega^2}$, создаваемой в антенне внешним излучением, т.е.

$$\overline{U_\omega^2} = (2/\pi) R_\Sigma k_B T_a^\circ. \quad (5)$$

Отметим, что выражение $-(1/P_\omega) \operatorname{div} \Pi_\omega dV = dQ$ описывает долю мощности излучения, поглощаемой в элементе объема dV обтекателя, т.е. энергетический коэффициент поглощения. Тогда формулу (4) можно переписать следующим образом

$$T_a^\circ = 1/k_B \int_D \Theta dQ,$$

т.е. температура антенны от теплового излучения обтекателя определяется долей мощности излучения антенны, поглощенной в обтекателе.

Подстановка (5) в (4) дает

$$T_a^\circ = \frac{\omega \epsilon_0}{2k_B P_\omega} \int_D |\Theta(r) \epsilon'(r) \operatorname{tg} \delta(r) E_\omega(r)|^2 dV. \quad (6)$$

Формула (6) справедлива для обтекателя, расположенного в любой зоне антенны: ближней (лучевой, прожекторной), промежуточной (зоне Френеля) или дальней (зоне Фраунгофера), но только для δ -коррелированного шумового излучения.

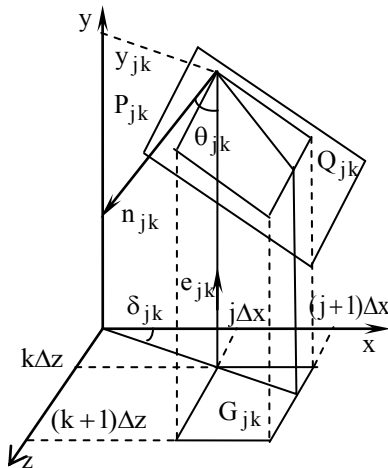


Рис. 1. Система координат, связанная с поверхностью раскрыва

Постановка задачи. Пусть в результате решения задачи аэродинамического нагрева обтекателя найдено распределение $T(r)$, $r \in D$ и $\Theta(r)$, а также в результате экспериментальных исследований для заданного материала обтекателя найдены температурные зависимости $\epsilon' = \epsilon'(T)$, $\operatorname{tg} \delta = \operatorname{tg} \delta(T)$, по которым построены распределения $\epsilon' = \epsilon'(r)$, $\operatorname{tg} \delta = \operatorname{tg} \delta(r)$.

Будем решать задачу определения шумовой температуры системы антенна-обтекатель по формуле (6) при следующих допущениях и ограничениях:

— раскрыв антенны
 $G = [-a_x/2, a_x/2] \times [-a_z/2, a_z/2]$ пред-

полагается плоским, прямоугольным и расположенным в плоскости $y = 0$ декартовой системы координат (x, y, z) (рис. 1); обобщения на случай раскрыва произвольной формы очевидны;

– в области G задано распределение поля в виде квазиплоской волны, поляризованной в направлении оси x :

$$\begin{aligned} E_x &= U(x, z) e^{iky}; \\ H_z &= \frac{1}{Z_0} U(x, z) e^{iky}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} = 120\pi$ [Ом] – волновое сопротивление вакуума;

– распределение поля в раскрыве G предполагается симметричным относительно осей x, z ;

– среда, заполняющая пространство между раскрывом и обтекатель, является однородной, т.е. ее коэффициент преломления

$$N_c = \sqrt{\varepsilon_c \mu_c} = \text{const}; \quad (8)$$

– отражениями энергии от плоскости раскрыва к обтекателю пренебрегаем;

– толщина стенки обтекателя в любом нормальном сечении одинакова и равна d ;

– внутренняя поверхность обтекателя представляет собой поверхность вращения, полученную путем вращения выпуклой гладкой кривой вокруг оси y , и описывается выражением

$$F(x, y, z) = 0. \quad (9)$$

В силу симметрии задачи будем интегрировать только по части раскрыва $G_0 = [0, a_x/2] \times [0, a_z/2] \subset G$. Разобьем область G_0 на совокупность

ячеек $G_{jk} = [j\Delta x, (j+1)\Delta x] \times [k\Delta z, (k+1)\Delta z]$, так что $G_0 = \bigcup_{j=0}^{J-1} \bigcup_{k=0}^{K-1} G_{jk}$, где

$$\Delta x = a_x/(2J), \Delta z = a_z/(2K).$$

Будем полагать, что обтекатель расположен в ближней (лучевой) зоне антенны. Известно, что в этой зоне возможно определение поля лучевым методом [9], т.е. с учетом высших приближений геометрической оптики (ГО) – геометрической теории дифракции. Приближению ГО соответствует случай, когда ограничиваются главным членом лучевой асимптотики. Поле в приближении ГО распадается на совокупность лучевых трубок, по каждой из которых распространяется электромагнитная энергия, причем соседние лучевые трубки не взаимодействуют между собой.

Возьмем в качестве лучевой трубки призму с основанием G_{jk} (рис. 1) и боковыми гранями, образованными плоскостями

$$x = x_j = j\Delta x, x = (j+1)\Delta x, z = z_k = k\Delta z, z = (k+1)\Delta z. \quad (10)$$

В приближении ГО плоскостями (10) на внутренней поверхности Σ обтекателя высекается часть поверхности Σ_{jk} , которую при достаточно малых $\Delta x, \Delta z$ можно аппроксимировать параллелограммом в касательной к Σ в точке (x_j, z_k) плоскости Q_{jk} (рис. 1), площадь которого при условии $F_y = \partial F / \partial y \neq 0 \forall (x, y, z) \in \Sigma_{jk}$ определяется выражением [10]

$$\Delta S_{jk} \approx \Delta x \Delta z \sqrt{1 + (F_x / F_y)^2 + (F_z / F_y)^2} \Big|_{x=x_j; z=z_k} = \Delta x \Delta z |\nabla F| / |F_y| \Big|_{x=x_j; z=z_k}. \quad (11)$$

Представим интеграл (6) в виде интегральной суммы по области G_0

$$T_a^\circ = \frac{\omega \varepsilon_0}{2k_B P_\omega} \sum_{j=0}^{J-1} \sum_{k=0}^{K-1} \Omega_{jk}, \quad (12)$$

где

$$\Omega_{jk} = \int_{V_{jk}} \Theta(T(r)) \varepsilon'(r) \operatorname{tg} \delta(r) |E_\omega(r)|^2 dV, \quad (13)$$

V_{jk} – области, высекаемые в теле обтекателя плоскостями (10). Для расчета поля внутри стенки метод ГО неприменим, так как он не учитывает отражений от неоднородностей среды, которой заполнена стенка обтекателя [11].

Общая постановка задачи выглядит следующим образом: *при вышеуказанных допущениях и ограничениях требуется вычислить интегральную сумму (12) с учетом отражений внутри стенки обтекателя.*

Редукция задачи. Поставленная задача редуцируется к следующим трем подзадачам:

- по заданному АФР (7) вычислить поле $E_{\omega jk}$ падающей на внутреннюю стенку обтекателя волны в точках $M_{jk} = (x_j, y_{jk}, z_k) \in \Sigma$, $j \in \overline{0, J-1}$; $k \in \overline{0, K-1}$, где y_{jk} – решение уравнения $F(x_j, y, z_k) = 0$;

- для каждого элемента V_{jk} построить плоскость падения волны на обтекатель в точке M_{jk} , вычислить угол падения θ_{jk} , компоненты поля $E_{s\omega}, E_{\perp\omega}$ внутри элемента V_{jk} , лежащие в плоскости падения и в ортогональной плоскости соответственно, а также в соответствии с (12) интеграл

$$\Omega_{jk} = \int_{V_{jk}} \Theta(T(r)) \varepsilon'(r) \operatorname{tg} \delta(r) \left(|E_{s\omega}(r)|^2 + |E_{\perp\omega}(r)|^2 \right) dV \quad (14)$$

с учетом отражений в слое;

- по заданному АФР (7) в раскрытие рассчитать спектральную плотность мощности P_ω , излучаемой антенной.

Задача 1. В рамках геометрической теории дифракции решение для каждого лучевого поля задается в форме [9]:

$$V = Ae^{ik_0 L}, \quad (15)$$

где $L = L(x, y, z)$ – эйконал, $A = A(x, y, z, k_c)$ – амплитуда; $V(x, y, z)$ – составляющая электрического или магнитного поля; $k_c = N_c \omega / c$; $k_0 = \omega / c$.

Решение ищется в виде асимптотического ряда по степеням k_c^{-1}

$$A(x, y, z) = \sum_{j=0}^{\infty} (1/ik_c)^j A_j(x, y, z). \quad (16)$$

Для определения поля (14) необходимо сначала решить уравнение для эйконала

$$(\nabla L(r))^2 = N_c^2(r), \quad (17)$$

а затем систему рекуррентных уравнений переноса для составляющих лучевого разложения

$$2(\nabla L, \nabla A_n) + \Delta L A_n = \Delta A_{n-1}, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \Delta A_{-1} = 0. \quad (18)$$

В силу условия (8) лучи, по которым распространяется энергия, являются прямыми линиями [9], симметрия распределения по раскрыву влечет ортогональность этих линий плоскости $y = 0$, т.е. уравнения лучей имеют вид

$$\frac{x - x'}{0} = \frac{y}{1} = \frac{z - z'}{0}, \quad (x', z') \in G,$$

а решение уравнения (16) определяется выражением

$$L(x, y, z) = L_0(x, z) + Ny, \quad (x, z) \in G, \quad (19)$$

где, в соответствии с (7), $L_0(x, z) = \arg U(x, z)$.

В работе [9] показано, что для случая плоской излучаемой волны поправки к приближению ГО возрастают с увеличением расстояния от раскрыва и получены выражения для этих поправок. Главный член асимптотики имеет вид

$$A_0(x, y, z) = U(x, z), \quad (20)$$

т.е. амплитуда в приближении ГО не зависит от y и в главном направлении происходит параллельный перенос АФР вдоль направления распространения волны. В действительности по мере удаления от раскрыва из-за дифракционного взаимодействия лучевых трубок поле деформируется. Для следующего члена асимптотики получено выражение

$$A_1(x, y, z) = -(y/2)\Delta U(x, z). \quad (21)$$

Расстояние y' , на котором еще можно пренебречь вторым членом

асимптотики, определяется формулой

$$y' \ll 2k_0 |U(x, z)| / |\Delta U(x, z)|. \quad (22)$$

Таким образом, в соответствии с (14), (18), (16), (20), (21) решение первой задачи для компоненты электрического поля имеет вид

$$E_{jk}^0 = E_x(M_{jk}) = e^{ik_c y_{jk}} \left(1 - \frac{y_{jk}}{2ik_c} \Delta \right) U \Big|_{x=x_j, z=z_k}, \quad (23)$$

а напряженность магнитного поля определяется второй из формул (7).

Задача 2. Обозначим через Q_{ij} касательную плоскость к поверхности (9) в точке M_{jk} (рис. 1). Поскольку направляющий вектор луча, выходящего из точки M_{jk} в направлении распространения волны, равен $e_{jk} = (0, 1, 0)$, то угол падения на стенку обтекателя, т.е. угол между указанным направляющим вектором и нормалью n_{jk} к Σ , определяется выражением

$$\theta_{jk} = \arccos \frac{(e_{jk}, n_{jk})}{\|e_{jk}\| \|n_{jk}\|} = \arccos \frac{F_y}{\sqrt{F_x^2 + F_y^2 + F_z^2}} \Big|_{x=j\Delta x, y=y_{jk}, z=k\Delta z}. \quad (24)$$

Если Σ представляет собой поверхность вращения вокруг оси y , то ось y принадлежит плоскости падения P_{jk} . Если вектор напряженности электрического поля параллелен оси x и амплитуда поля в точке M_{jk} равна A_{jk} , то амплитуда составляющей поля, лежащей в плоскости падения, равна $A_{jk} \cos \delta_{jk}$, а ортогональной составляющей — $A_{jk} \sin \delta_{jk}$,

где $\delta_{jk} = \arctg z_k / x_j$.

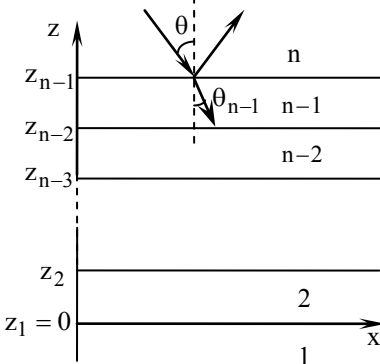


Рис. 2. Многослойная модель стенки обтекателя

В плоскости падения P_{jk} введем систему координат (рис. 2), ось z которой направлена по нормали n_{jk} , а ось x лежит в касательной плоскости Q_{jk} . Будем полагать локально часть стенки обтекателя в окрестности точки M_{jk} плоскопараллельным слоем. Для вычисления интеграла по V_{jk} в формуле (14) разобьем слой по толщине на $n-2$ элементарных слоев равной толщины

$\Delta d_{jk} = d / [(n-2) \cos \theta_{jk}]$ и запишем интегральную сумму

$$\Omega_{jk} \approx \sum_{m=0}^{n-2} \Theta(T_{jk}^m) \varepsilon'(T_{jk}^m) \text{tg} \delta(T_{jk}^m) \times \left(\left| E_{\text{so}jk}^m \right|^2 + \left| E_{\perp\omega jk}^m \right|^2 \right) \Delta S_{jk} \Delta d_{jk}, \quad (25)$$

где $T_{jk}^m = T(x_j, m\Delta d, z_k)$, $\Delta d = d/(n-2)$, а значение ΔS_{jk} определяется формулой (11).

Чтобы определить поле внутри стенки обтекателя, рассмотрим следующую задачу: пусть на плоскопараллельный слой из среды с номером n под углом $\theta_{jk} = \theta$ (индексы для простоты опустим) к нормали падает поляризованная ортогонально к плоскости падения волна частоты ω :

$$\begin{aligned} E_{y_j} &= \left[C_j e^{i\alpha_j(z-z_{j-1})} + B_j e^{-i\alpha_j(z-z_{j-1})} \right] e^{-i\sigma_j x}; \\ H_{x_j} &= (Z_j^0)^{-1} \left[C_j e^{i\alpha_j(z-z_{j-1})} - B_j e^{-i\alpha_j(z-z_{j-1})} \right] \cos \theta_j e^{-i\sigma_j x}; \quad z \in [z_{j-1}, z_j], \\ H_{z_j} &= (Z_j^0)^{-1} \left[C_j e^{i\alpha_j(z-z_{j-1})} + B_j e^{-i\alpha_j(z-z_{j-1})} \right] \sin \theta_j e^{-i\sigma_j x}; \end{aligned}$$

где $\alpha_j = k_{zj} = k_j \cos \theta_j$; $\sigma_j = k_{xj} = k_j \sin \theta_j$; $k_j = \omega \sqrt{\varepsilon_{aj} \mu_{aj}} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_j \mu_j}$;
 $c = (\varepsilon_0 \mu_0)^{-1/2}$; $Z_j^0 = Z_0 \sqrt{\mu_j / \varepsilon_j}$ – волновое сопротивление j -го слоя.

Из условия непрерывности тангенциальных составляющих поля на границах слоев следуют равенства

$$k_i \sin \theta_i = k_n \sin \theta, i \in \overline{1, n} \quad (26)$$

(закон Снеллиуса), а также система уравнений [11]:

$$\left\{ \begin{array}{l} C_1 - C_2 - B_2 = 0; \\ C_2 e^{i\alpha_2 d_2} - C_3 + B_2 e^{-i\alpha_2 d_2} - B_3 = 0; \\ \dots\dots\dots \\ C_{n-1} e^{i\alpha_{n-1} d_{n-1}} + B_{n-1} e^{-i\alpha_{n-1} d_{n-1}} - B_n = C_n; \\ C_1 - C_2 Z_1^\perp / Z_2^\perp + B_2 Z_1^\perp / Z_2^\perp = 0; \\ C_2 e^{i\alpha_2 d_2} - A_3 Z_2^\perp / Z_3^\perp - B_2 e^{-i\alpha_2 d_2} + B_3 Z_2^\perp / Z_3^\perp = 0; \\ \dots\dots\dots \\ C_{n-1} e^{i\alpha_{n-1} d_{n-1}} - B_{n-1} e^{-i\alpha_{n-1} d_{n-1}} + B_n Z_{n-1}^\perp / Z_3^\perp = C_n Z_{n-1}^\perp / Z_3^\perp, \end{array} \right. \quad (27)$$

где $d_n = z_n - z_{n-1}$; $Z_j^\perp = Z_j^0 / \cos \theta_j$; амплитуда падающей волны

$C_n = E_{jk}^0 \sin \delta_{jk}$, где E_{jk}^0 определяется выражением (23), а в среде с но-

мером 1 отраженная волна предполагается отсутствующей.

Из (26) следует, что

$$\cos \theta_j = \sqrt{1 - (k_n/k_j)^2 \sin^2 \theta} = \sqrt{1 - (\epsilon_n \mu_n / \epsilon_j \mu_j) \sin^2 \theta}.$$

В случае волны, поляризованной в плоскости падения, имеем:

$$\begin{aligned} H_{yj} &= \left[C_j e^{i\alpha_j(z-z_{j-1})} + B_j e^{-i\alpha_j(z-z_{j-1})} \right] e^{-i\sigma_j x}; \\ E_{xj} &= \left[-C_j e^{i\alpha_j(z-z_{j-1})} + B_j e^{-i\alpha_j(z-z_{j-1})} \right] Z_j^0 \cos \theta_j e^{-i\sigma_j x}; \\ E_{zj} &= - \left[C_j e^{i\alpha_j(z-z_{j-1})} + B_j e^{-i\alpha_j(z-z_{j-1})} \right] Z_j^0 \sin \theta_j e^{-i\sigma_j x}, \end{aligned}$$

а система (27) приобретает вид:

$$\begin{cases} C_1 - C_2 - B_2 = 0; \\ C_2 e^{i\alpha_2 d_2} - C_3 + B_2 e^{-i\alpha_2 d_2} - B_3 = 0; \\ \dots\dots\dots \\ C_{n-1} e^{i\alpha_{n-1} d_{n-1}} + B_{n-1} e^{-i\alpha_{n-1} d_{n-1}} - B_n = C_n; \\ C_1 + C_2 Z_2^s / Z_1^s + B_2 Z_2^s / Z_1^s = 0; \\ C_2 e^{i\alpha_2 d_2} + C_3 Z_3^s / Z_2^s - B_2 e^{-i\alpha_2 d_2} + B_3 Z_3^s / Z_2^s = 0; \\ \dots\dots\dots \\ C_{n-1} e^{i\alpha_{n-1} d_{n-1}} - B_{n-1} e^{-i\alpha_{n-1} d_{n-1}} + B_n Z_n^s / Z_{n-1}^s = -C_n Z_n^s / Z_{n-1}^s, \end{cases} \quad (28)$$

где $Z_j^s = Z_j^0 \cos \theta_j$; $C_n = (1/Z_0) E_{jk}^0 \cos \delta_{jk}$.

В результате решения систем (27), (28) для каждой из поляризаций можно определить локальный коэффициент отражения $R_{jk} = B_n / C_n$ и коэффициент прозрачности слоя $t_{jk} = B_l / C_n$.

Задача 3. Спектральную плотность мощности излучения можно вычислить как поток вектора Пойнтинга через часть поверхности раскрыва G_0 , т.е.

$$P_\omega = \int_{G_0} \Pi_\omega n dG = \frac{1}{2} \int_0^{a_x/2} \int_0^{a_z/2} E_x H_y^* dx dz \approx \frac{1}{2Z_c} \sum_{j=0}^{J-1} \sum_{k=0}^{K-1} \left| U(x_j, z_k) \right|^2 \Delta x \Delta z, \quad (29)$$

где распределение в раскрыве определяется формулой (7);

$$Z_c = Z_0 \sqrt{\mu_c / \epsilon_c}.$$

Выводы. В работе получены основные соотношения (12), (14), (23), (25), (28), (29), позволяющие рассчитать эквивалентную температуру системы антенна-обтекатель при заданном распределении поля в раскрыве антенны с учетом отражений внутри стенки обтекателя. Результа-

ты расчетов и их анализ будут приведены в дальнейших работах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Каплун В.А. Обтекатели антенн СВЧ (Радиотехнический расчет и проектирование). – М.: Сов. радио, 1974. – 240 с.
2. Обтекатели антенн (Пер. с англ. под ред. А.И. Шпунтова). – М.: Сов. радио, 1950. – 262 с.
3. Баширинов А.Е., Тучков Л.Т., Поляков В.М., Ананов Н.И. Измерение тепловых и плазменных излучений в СВЧ-диапазоне. – М.: Сов. радио, 1988. – 390 с.
4. Воробьев В.А. Шумы антенного обтекателя, подвергающегося высокотемпературному нагреву // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1971. – Т. 14. – № 7. – С. 839 – 840.
5. Калашиников В.С., Михайлов В.Ф. Влияние шумов антенного обтекателя при его аэродинамическом нагреве на работу бортовой аппаратуры // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1976. – Т. 19. – № 5. – С. 3 – 8.
6. Никольский В.В. Теория электромагнитного поля. – М.: Высш. шк., 1964. – 384 с.
7. Левин М.Л., Рытов С.М. Теория равновесных флуктуаций в электродинамике. – М.: Наука, 1967. – 308 с.
8. Цейтлин Н.М. Антенная техника и радиоастрономия. – М.: Сов. радио, 1976. – 352 с.
9. Замятин В.И., Ключников А.С., Швец В.И. Антенные обтекатели. – М-ск: БГУ, 1980. – 192 с.
10. Дубровин Б.А., Новиков С.П., Фоменко А.Т. Современная геометрия: Методы и приложения. – М.: Наука, 1979. – 760 с.
11. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. – М.: Изд-во Академии наук СССР, 1957. – 503 с.

Поступила 20.04.2004

АНТЮФЕЕВ Валерий Иванович, доктор техн. наук, ст. научн. сотрудник, главный научный сотрудник научного центра при ХВУ. В 1969 году окончил ХГУ. Области научных интересов – системы навигации летательных аппаратов, цифровая обработка изображений.

АГАФОНОВ Юрий Николаевич, канд. техн. наук, доцент, начальник НИУ научного центра при ХВУ. В 1971 году окончил ХВКИУ. Область научных интересов – теория построения и конструкции летательных аппаратов.

БЫКОВ Виктор Николаевич, канд. техн. наук, ст. науч. сотрудник, начальник НИО научного центра при ХВУ. В 1971 году окончил ХВКИУ. Области научных интересов – системы навигации летательных аппаратов, дистанционное зондирование Земли, цифровая обработка изображений.

ОРЛОВ Сергей Владимирович, адъюнкт ХВУ. В 1999 году окончил ХВУ. Область научных интересов – тепло-массообмен в ракетной и космической технике.

ПРИХОДЬКО Иван Михайлович, доктор техн. наук, профессор, главный научный сотрудник научного центра при ХВУ. Область научных интересов – тепло-массообмен в ракетной и космической технике.